

Die Zentralsterne Planetarischer Nebel

von Frank Giesecking

Das Ereignis der Planetarischen Nebel (PN) gehört bis in unsere heutige Zeit zu den populärsten Phänomenen des Kosmos. Dies verdanken sie nicht nur ihrem hohen ästhetischen Reiz, sondern vor allem der Tatsache, daß sie gleich zwei wichtige physikalische Aspekte besitzen: Durch die Kombination eines sub-ultrahochverdünnten großen Teilchensystems und einer extrem harten Energiequelle, die für die erwünschten Anregungsbedingungen sorgt, stellen sie ideale kosmische Laboratorien der Atomphysik dar, wie wir sie unter terrestrischen Bedingungen nicht nachahmen können. Hierdurch wurden sie zu einem El Dorado für das Zusammenspiel sämtlicher Sorten von Spektroskopikern und theoretischen Atomphysikern. In einer sechsteiligen Serie (SuW **22**, 74, 224, 336, 524 [1983] und **23**, 15, 178 [1984]) hatten die Leser von *Sterne und Weltraum* Gelegenheit, dieses Laboratorium näher kennenzulernen.

Heute sind wir zum anderen sicher, daß die PN keineswegs, wie zu Beginn des Jahrhunderts noch geglaubt, ein eher seltenes, ausgefallenes Phänomen darstellen, sondern vielmehr ein grundsätzliches Ereignis der letzten Phase der Sternentwicklung sind. So glauben wir, daß es für die meisten Sterne mit etwa 1 bis 5 Sonnenmassen (also wahrscheinlich auch für unsere lebenspendende Sonne) ein unausweichliches Schicksal ist. Nicht ein zweites Mal haben wir Gelegenheit, so umfassend eine solch kurze Entwicklungsphase der Sterne zu beobachten, die nur 30 000 Jahre dauert. Und diese Chance erhalten wir nur, weil die Sterne dieser Massen sich kurz vor ihrem Tode mit solch prächtigen Hüllen umgeben, an denen wir sie nicht nur besonders leicht erkennen können (siehe Abb. 5), sondern durch die sie sich spektroskopisch bis in die Tiefen unseres Milchstraßensystems und bis gar in extragalaktische Distanzen verraten. Von diesem zweiten wichtigen Aspekt der PN als Zeugen der späten Sternentwicklung soll

nun die Rede sein. Dazu müssen wir uns also mit ihren stellaren Kernen – ihren Zentralsterne (ZPN) – beschäftigen.

Was die Untersuchung der ZPN so schwierig macht

Harte Strahlung mit Wellenlängen kleiner als 912 Å vermag bekanntlich den interstellaren Wasserstoff zu ionisieren. Daher erwarten wir auch, daß der größte Anteil solcher Quanten des Strahlungsfeldes der ZPN bereits in den Hüllen der Planetarischen Nebel (HPN) stecken bleibt und gar nicht direkt in unsere Teleskope gelangt. Da nun, wie wir noch genauer sehen werden, die ZPN zu den heißesten stellaren Strahlungsquellen gehören, machen diese harten Quanten – die Lyman-Quanten – in ihrem Strahlungsfeld leider sogar den Löwenanteil aus. So treffen wir auf eine erste grundsätzliche Schwierigkeit, die darin besteht, daß bei den meisten ZPN der größte spektrale Anteil der Strahlung sich der direkten Messung gänzlich entzieht. Beschränken wir gar unsere Beobachtungen auf terrestrische Teleskope, so ist der erfassbare Anteil des Strahlungsfeldes sogar meist als unbedeutend zu bezeichnen. Andererseits kann man zeigen, daß die Lyman-

Quanten in den HPN mehr oder weniger vollständig in weichere Strahlung transformiert werden, um dann vornehmlich als optische Strahlung dieser zu entkommen. Daher erscheinen uns im optischen Wellenlängenbereich auch die meisten Hüllen um Größenordnungen heller als ihre Zentralsterne (vgl. erneut die Abb. 5). Da so eine gewaltige Strahlungsmenge in nur wenige helle charakteristische Emissionen der Hüllen geht, lassen sich diese spektroskopisch noch in größten Entfernungen nachweisen (wodurch die PN sogar als galaktische und extragalaktische „Sonden“ herangezogen werden können). Das bedeutet aber auch, daß das in unseren Durchmusterungen nach PNs erfaßte Raumvolumen extrem groß ist, und mithin im Mittel die PN in so großen Entfernungen stehen, daß die scheinbaren visuellen (wegen der interstellaren Extinktion) häufig erst recht die photographischen Helligkeiten der ZPN meist äußerst gering sind. Schauen wir uns dazu einmal in Abb. 1 die Statistik der gemessenen Helligkeiten von heute etwa 400 ZPN an, wie sie aus der zur Zeit umfassendsten Bestandsaufnahme von Acker (1982) vom Centre de Donnees Stellaires in Straßburg folgt. Der in den letzten 15 Jahren erreichte erhebliche Zuwachs an Daten um mehr als den Faktor zwei hat im wesentlichen dazu beigetragen, daß heute die ZPN bis zur scheinbaren visuellen Helligkeit von vielleicht 14 mag als photometrisch mehr oder weniger vollständig erfaßt – jedoch keineswegs als hinreichend genau bekannt – angesehen werden können. Das Histogramm zeigt nun, daß 95% der ZPN scheinbare Helligkeiten schwächer als 13 mag besitzen – ein Helligkeitsbereich, der spektroskopisch nur mit erheblichem zeitlichen und instrumentellen Aufwand erfaßt werden kann. So wird man schon bei den helleren ZPN zu geringen spektroskopischen Dispersionen gezwungen. Hierzu gesellt sich schließlich noch eine weitere Schwierigkeit, die sich aus der Beschaffenheit der Spektren selbst ergibt: Da in solch extrem heißen Photosphären, wie wir sie bei den ZPN erwarten, nur noch schwach ausgeprägte Absorptionslinien entstehen können, sind wir zu deren erfolgreicher Untersuchungen gezwungen, gerade höher dispergierte Spektren zu gewinnen. Ein neueres Beispiel ist der Zentralstern von NGC 3242 mit einer Blauhelligkeit von 11.7 mag (!), dessen Absorptionslinien erst bei Einsatz eines 3.6-m-Teleskops mit effektivster Instrumentierung in erstmals ausreichend dispergierten Spektren nachgewiesen wurden (siehe Abb. 2).

Betrachten wir die Bestandsaufnahme der Spektralklassifikation der ZPN, wie sie erneut aus dem Katalog von Acker folgt, so finden wir für etwa 150 Objekte Angaben (die jedoch in etwa einem Drittel der Fälle noch sehr verbesserungsbedürftig sind). Schauen wir uns die erkannten Spektraltypen im Einzelnen an, so stellen wir fest, daß trotz unserer Vermutung, daß

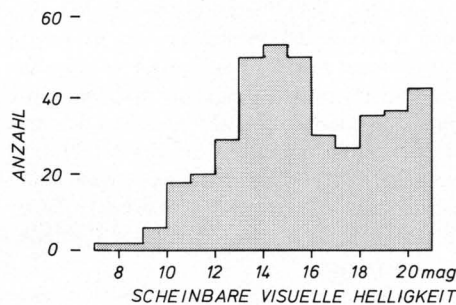


Abb. 1: Verteilung der scheinbaren visuellen Helligkeit der beobachteten Zentralsterne Planetarischer Nebel. Nur unterhalb etwa 14 mag kann unsere Statistik als einigermaßen vollständig angesehen werden.

Identifikationstafel zu den Planetarischen Nebeln in Abb. 5.

40	246	650 651	1747	351	1501	1514	1535	J320	418
2022	2149	2165	J900	2371 2372	2392	2438	2440	2452	2610
3242	3587	4361	3568	6058	4593	6210	4643	6309	6369
6439	6445	6543	6537	6563	6565	6572	6567	6578	6620
6629	4776	6720	6741	6751	6772	6778	6781	6803	6804
6818	6826	6853	6879	6881	6884	6886	6891	6894	4997
6905	7008	7009	7026	7027	7139	5217	7293	7354	7662

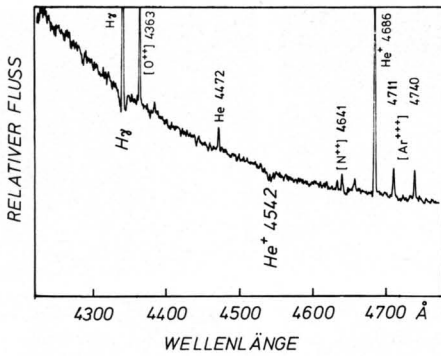


Abb. 2: Ein von Kudritzky et al. am 3.6-m-Teleskop der ESO auf La Silla gewonnenes Spektrum des klassischen „kontinuierlichen“ Zentralsterns von NGC 3242 deckt erstmals auch dessen Absorptionslinien auf. Zusätzlich werden hier auch die überlagerten Emissionslinien der Hülle identifiziert.

die ZPN eine einheitliche Phase der Sternentwicklung mit ähnlicher Vergangenheit und Zukunft darstellen, ihr spektroskopisches Erscheinungsbild von unerwarteter Vielfalt ist. Die von Auswahleffekten geprägte und daher nur scheinbare Verteilung über die bisher beobachteten Typen zeigt das Histogramm der Abb. 3. Wir wollen diesen unübersichtlichen Spektraltypen-Wald ein wenig durchforsten: Beunruhigend sind zunächst die späten Typen A bis K. Solche Sterne sind nämlich gar nicht in der Lage genügend harte Photonen zu liefern, um die beobachtete Anregung ihrer Hüllen zu bewirken! Daher hat sich die Meinung durchgesetzt, daß es sich in diesen bisher 13% der Fälle um unaufgelöste Doppelsterne handeln muß, bei denen der kühlere Begleiter des ZPN eine so große Leuchtkraft besitzt, daß sein Spektrum im optischen Wellenlängenbereich dominiert. (Das beste Beispiel ist der Zentralstern von NGC 2346 mit einem Spektraltyp A2–5V, dessen Doppelsternnatur photometrisch und spektroskopisch gesichert werden konnte.) Weiter definieren die sogenannten „Kontinuierlichen“ wohl keine neuartige Spektralklasse, da es Grund zu der Annahme gibt, daß bei ihnen doch Spektrallinien nachgewiesen werden können (siehe obiges Beispiel NGC 3242, dessen ZPN als klassischer „Kontinuierlicher“ galt) oder aber daß ein Nachweis deshalb noch auf sich warten läßt, weil die Spektren zu stark von den Hüllenemissionen maskiert sind.

Hiernach ist es wohl berechtigt, die „Kontinuierlichen“ den O-Typen zuzuordnen. Damit bleiben wir zurück mit eigentlich nur noch zwei grundsätzlich verschiedenen Klassen, wie sie aber beide typisch sind für Sterne mit sehr hohen Effektivtemperaturen: den Wolf-Rayet-ähnlichen und den OB-ähnlichen Typen. Die Ursache für das Auftreten dieser beiden unterschiedlichen spektroskopischen Erscheinungsbilder ist bis heute noch nicht zweifelsfrei aufgeklärt. Es wird vermutet, daß sie in den unterschiedlichen Massen der Vorfahren der ZPN zu suchen ist. Dabei scheinen die massereicheren Vorfahren die Wolf-Rayet-ähnlichen ZPN zu erzeugen.

Im Zusammenhang mit dem Linienspektrum der ZPN darf wegen seiner großen Bedeutung ein wichtiger neuerer Befund nicht unerwähnt

bleiben: Seit es durch die UV-Satelliten möglich geworden war, auch ultraviolette Spektrallinien verschiedener Ionen bis hinunter zu $\lambda = 1200 \text{ \AA}$ zu studieren, entdeckte man bei vielen ZPN in mehreren Linien ausgeprägte P-Cygni-Profile (Emissionslinien mit blauverschobenen Absorptionen), die nach Abb. 4 als intensiver „Sternwind“ mit großen Geschwindigkeiten von 1000 bis 4000 km/s gedeutet werden müssen. Die genauere Analyse führt auf Massenverlustraten von bis zu $10^{-7} M_{\odot}/\text{Jahr}$. Diese Entdeckung bleibt wegen der notwendigen Wirkung dieses schnellen Sternwindes auf die „langsamen“ Hüllen der Planetarischen Nebel nicht ohne Folgen für das Verständnis auch deren Natur und Geschichte.

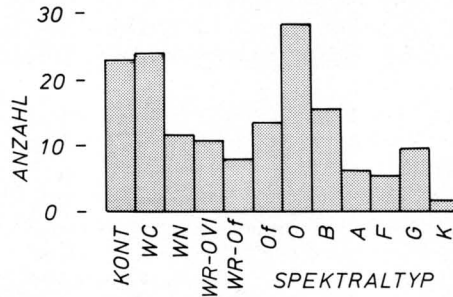


Abb. 3: Die bei den ZPN bisher gesehenen Spektraltypen. Neben den Doppelstern-Kandidaten mit den Typen A, F, G und K (siehe Text) kommen folgende Klassen vor: KONT: Typen mit keinen (bisher) erkennbaren Spektrallinien (siehe Text). WR: Wolf-Rayet-Sterne, also solche mit sehr breiten Emissionslinien von H, He, O und besonders starken C-Linien (WC) oder N-Linien (WN). O VI: Diese Typen zeigen unter anderem besonders starke Emissionslinien des fünfmal ionisierten Sauerstoff O^{++++} bei 3811 \AA und 3834 \AA . Of: O-Typen mit charakteristischen Emissionslinien des H, He⁺, N⁺⁺ und C⁺⁺. O und B: Sterne dieser Klasse zeigen die charakteristischen Absorptionslinien von O- und B-Typen. Dabei weisen die Liniensprofile die Merkmale großer bis sehr großer Schwerebeschleunigungen auf. Die Sterne müssen also im HRD unterhalb der Hauptreihe liegen (sd = subdwarfs, d. h. Unterzwerge).

Die Zustandsgrößen der ZPN

Wollen wir Entwicklungszustand, Herkunft und Zukunft der Planetarischen Nebel verstehen, so müssen wir uns in das „Schlachtfeld“ des Hertzsprung-Russell-Diagramms (HRD) begeben, in jene Ebene, die aufgespannt wird von den beobachtbaren makroskopischen Größen der Effektivtemperatur T_{eff} und der Leuchtkraft L , in die sich dann der Theoretiker hineinrechnet, um sich der Beobachtung zu stellen. Leider zeigt es sich nun, daß diese beiden Parameter im Falle der ZPN keineswegs leicht zugängliche Beobachtungsgrößen sind!

Die Effektivtemperatur

Schon die qualitative Spektralklassifikation der ZPN zeigt, daß sie zu den heißesten bekannten stellaren Strahlungsquellen gehören (Auftreten von Spektrallinien schwer erzeugbarer Ionen wie He⁺ bis gar O⁵⁺). Zur quantitativen Ableitung von T_{eff} , die letztlich aus der Messung der spektralen Intensitätsverteilung der Strahlungsquelle folgen würde, stehen nun grundsätzlich 3 Wege zur Verfügung:

A) Anpassung von Modellatmosphären an beobachtete Absorptionslinienprofile.

B) Messung des spektralen Verlaufs der zugänglichen Strahlung oberhalb von 912 \AA im Spektrum der ZPN selbst (notwendigerweise unter Hinzunahme von UV-Satelliten-Daten).

C) Untersuchung des Hüllenspektrums, in dem man die unzugänglichen und meist hauptsächlich vorkommenden Lyman-Quanten wiederzufinden hofft.

Die Möglichkeit A) besteht darin, die gemessenen Profile der Wasserstoff- und Helium-Absorptionslinien (falls vorhanden) mit theoretischen Modellen der Sternatmosphäre unter Variation der Parameter T_{eff} , Schwerebeschleunigung g und Heliumhäufigkeit Y möglichst genau wiederzugeben. (Da in den Atmosphären der ZPN die Besetzung der Energieterme der Atome und Ionen durch Strahlung diejenige durch Stöße überwiegt, radiative Prozesse also gegenüber Stoßprozessen dominieren, muß die in konventionellen Sternatmosphärenmodellen gemachte Annahme des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts fallengelassen werden.) Wie in diesen Modellen die Liniensprofile mit T_{eff} , g und Y variieren, zeigt die Abb. 6 am Beispiel von H γ und HeII $\lambda 4542 \text{ \AA}$. Da jede Linie für sich allein genommen in einem größeren Parameterbereich durch eine ganze Schar von Wertepaaren (T_{eff} , g) darstellbar ist, muß nach einer gemeinsamen konsistenten befriedigenden Anpassung mehrerer geeigneter Linien (meist H γ , H δ , He $\lambda 4471$, HeII $\lambda 4542$, HeII $\lambda 4686$, HeII $\lambda 4200$) gesucht werden, um die 3 Parameter mit erträglichem Fehler festlegen zu können.

Die Möglichkeit B) besteht in dem Versuch, den Anstieg des Kontinuums der ZPN mög-

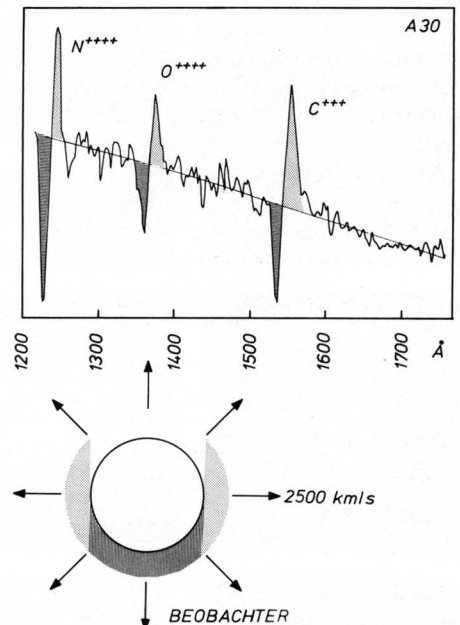


Abb. 4: Wie A 30 zeigen sehr viele Zentralsterne im ultravioletten Spektralbereich mehr oder weniger gut ausgeprägte „P-Cygni-Profile“, Emissionslinien mit blauverschobener Absorptionskomponente. Die Abbildung veranschaulicht die Interpretation dieses Beobachtungsbefundes als Massenverlust durch einen schnellen Sternwind. (Der Abb. liegt ein IUE-Spektrum von Pottasch zugrunde.)

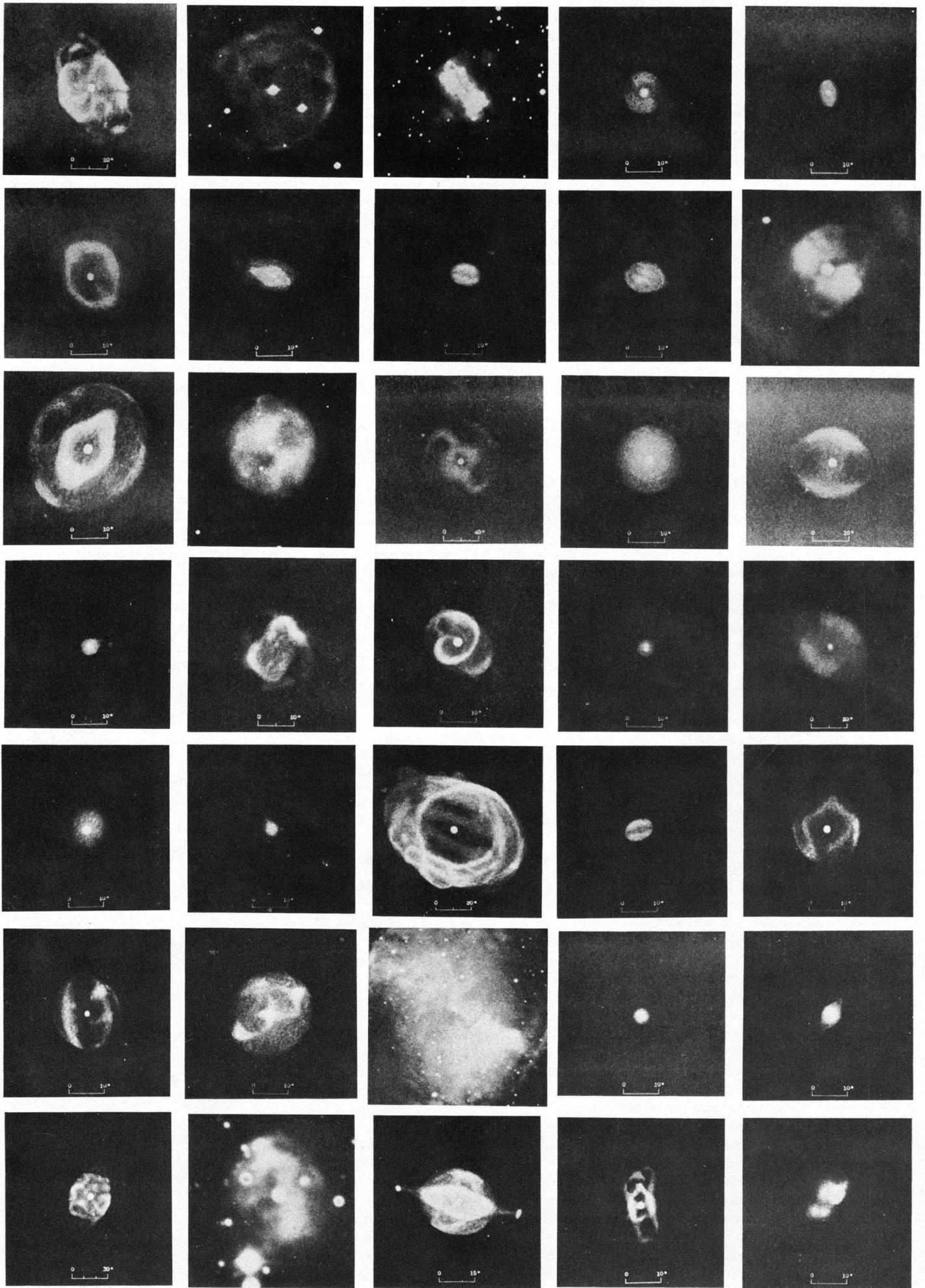
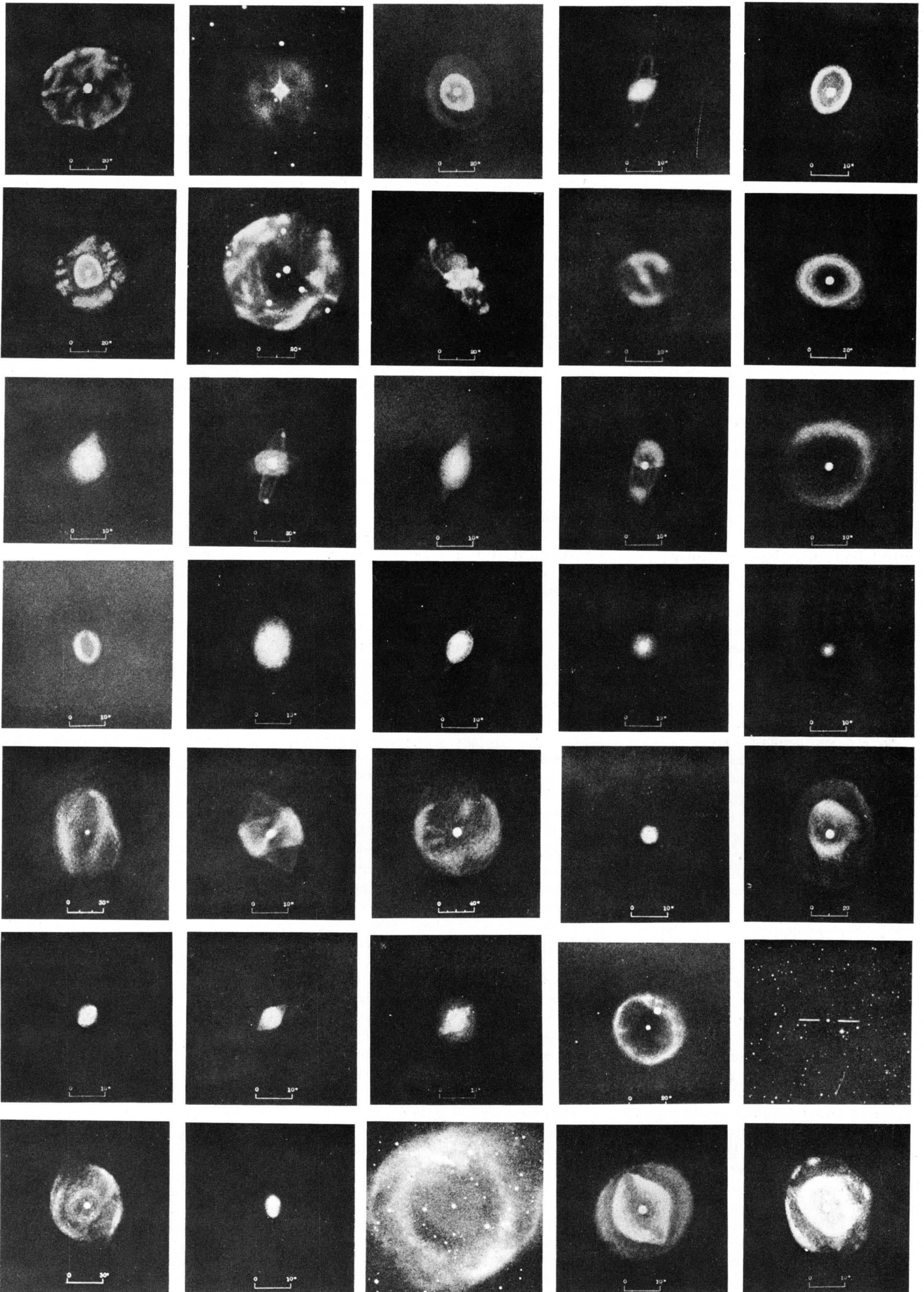


Abb. 5: Tafel mit 70 prominenten Planetarischen Nebeln, zusammengestellt aus einer Arbeit von Curtis aus dem Jahre 1918. Um den Nachteil der geringen Dynamik der photographischen Emulsion (zwischen Über- und Unterbelichtung) zu überwinden, machte sich Curtis für die meisten PN die Mühe, aus einer Sequenz unterschiedlich lang belichteter Aufnahmen (einige Sekunden bis einige Stunden) schwache wie helle Strukturen herauszulesen, um sie dann zeich-



nerisch in ihrer Gesamtheit darzustellen. Obwohl heute seit längerer Zeit zweidimensionale lineare Detektoren zur Verfügung stehen, ist diese große morphologische Bestandsaufnahme von 1918 in dieser Homogenität, Qualität und dem Umfang einzigartig geblieben. – Außer in zwei Fällen, bei denen J für den Namen des Entdeckers Jonkhoeere steht, zeigt die Identifikationstafel auf Seite 448 NGC-Nummern oder (fett) IC-Nummern.

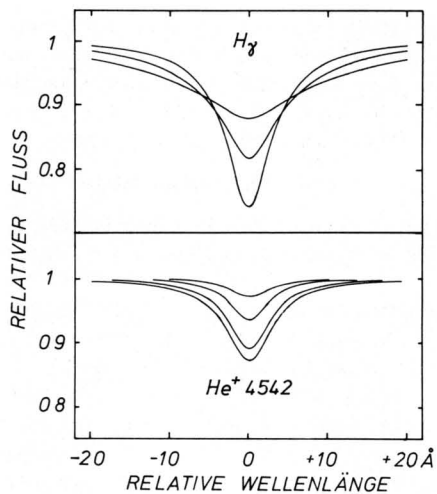


Abb. 6: Méndez et al. zeigten besonders anschaulich, wie sich das Profil von $H\gamma$ mit T_{eff} und g und das von $\text{He}^+ \lambda 4542$ mit Y ändert. Die drei $H\gamma$ -Profile ergeben sich für die Wertepaare ($T_{\text{eff}}, \log g$) = (55 000 K, 5.0), (65 000 K, 6.0), (75 000 K, 7.0), wobei mit steigenden Werten die Profile immer flacher werden (die Äquivalentbreiten wurden konstant gehalten). Die Profile der He-Linie entstehen bei $T_{\text{eff}} = 65\,000\text{ K}$ und $\log g = 5.0$ mit $Y = 1\%, 3\%, 9\%$ und 17% , wobei natürlich die Linie mit zunehmender Heliumhäufigkeit immer stärker wird.

lichst weit in den UV-Bereich hinein zu verfolgen und seinen Verlauf durch den eines Schwarzen Körpers bestimmter Temperatur darzustellen. (Unten wird gezeigt, daß die Annahme eines Schwarzen Körpers in dem Wellenlängenbereich oberhalb 912 Å durchaus realistisch ist.) Die Anwendung dieses Verfahrens wurde natürlich erst möglich durch die Fortschritte der Satellitentechnologie, da bei den erwarteten großen T_{eff} der temperaturempfindliche Bereich der Planckkurven erst in dem terrestrisch nicht mehr zugänglichen UV-Bereich beginnt. Typische neuere Messungen, die sich über einen beachtlichen Wellenlängenbereich von über 5000 Å erstrecken, zeigt die Abbildung 7. Gleichzeitig erkennt man aber auch hier die Grenzen der Methode: So kann man nur bei den „kühleren“ ZPN auf einigermaßen zuverlässige Ergebnisse hoffen. Denn schon oberhalb 50000 K wächst der Fehler der Temperaturmessung rasch an, da dann sehr bald selbst so kurze Wellenlängen bis hinunter zu 1400 Å in den „langwelligen“ Schwanz der Planckkurven fällt, in dem der relative spektrale Intensitätsverlauf, durch die bekannte Rayleigh-Jeans-Näherung beschrieben, nicht mehr von der Temperatur des Strahlers abhängt. Aber selbst bei den kühleren ZPN begegnen uns noch genügend viele Schwierigkeiten, da die Messungen noch sorgfältig von der interstellaren Absorption befreit werden müssen.

Im Gegensatz zu dem Versuch B) sind die Methoden vom Typ C), die Lyman-Quanten in den Hüllenspektren aufzuspüren, bei allen noch zu erörternden Schwierigkeiten grundsätzlich dem Problem angemessener, nicht nur, weil man dadurch den Löwenanteil der Strahlung (indirekt) zu erfassen versucht, sondern vor allem weil man den Bereich der spektralen Strahlungsverteilung betrachtet, der am empfindlichsten von der Temperatur des Strahlers

abhängt. Der vielleicht wichtigste Vorschlag stammt von Zanstra (SuW 23, 15 [1/1984]), der davon ausgeht, daß die meisten HPN für Lyman-Quanten optisch so dick sind, daß diese den Hüllen nicht entkommen können, bevor sie sich in weichere Balmer-Quanten zerlegt haben, die dann praktisch ungehindert den Hüllen entweichen und in unseren Teleskopen erfaßt werden können. Ob dadurch auch die Lyman-Quanten vollständig gezählt werden können, hängt offenbar davon ab, wie viele von ihnen unzerlegt den Hüllen entkommen. Um dieser Unsicherheit zu entgehen, hat Zanstra dieses Konzept ausgedehnt auf das Rekombinationsspektrum des He^+ mit dem Argument, daß wenn eine Hülle auch einen Teil der Lyman-Quanten entweichen ließe, sie doch schließlich undurchdringlich genug werden müsse für Quanten unterhalb 228 Å, da solche nämlich zusätzlich Helium zum zweiten Male ionisieren. Unter der Annahme eines Schwarzen Strahlers folgt dann aus dem Verhältnis der Balmer- oder He^+ -Hüllenemission zu der visuellen Helligkeit des ZPN-Kontinuums eine H- oder He-Zanstratemperatur T_z (H) oder T_z (He^+). Nach Anwendung der Rekombinationstheorie genügt auch die Messung einzelner Emissionslinien. So hat man in der Praxis die Verhältnisse folgender Strahlungsflüsse herangezogen: $F(H\beta)/F(\text{vis})$ zur Ableitung von T_z (H) und $F(\text{He}^+ \lambda 4686 \text{ \AA})/F(\text{vis})$ zur Ableitung von T_z (He^+).

Die Zuverlässigkeit dieser eleganten, umfassend und mit großer Reichweite anwendbaren Methode hängt offenbar von der Antwort auf die zwei Fragen ab: a) wie gut die Näherung des Schwarzen Strahlers ist und b) wieviele der in Frage kommenden harten Quanten der Hülle ungezählt entkommen können. Zur Antwort auf die erste Frage müssen wir wieder Modellatmosphärenrechnungen heranziehen. Aus der Vielzahl der Modelle, die mit unterschiedlichem g und Y berechnet wurden, ist in Abb. 8 ein typisches mit $\log g = 6$ und $Y = 10\%$ der Charakteristik des Schwarzen Strahlers gegenübergestellt. Deutlich sind die Sprünge zu erkennen, die ihre Ursache in der plötzlich einsetzenden Ionisation des Wasserstoffs ($< 912 \text{ \AA}$) und ionisierten Heliums ($< 228 \text{ \AA}$) in der Atmosphäre des ZPN haben. Während alle Modelle den Verlauf oberhalb 912 Å und den H^+ -Sprung ganz ähnlich beschreiben, ist der He^{++} -Sprung empfindlich abhängig von den gemachten Annahmen und den Parametern, insbesondere natürlich von Y . So gibt es Modelle, bei denen die Anzahl der Quanten unterhalb 228 Å größer und solche, bei denen diese kleiner als bei dem äquivalenten Schwarzen Strahler wird. Da die gesamte Anzahl der Quanten unterhalb 912 Å zwischen allen Modellen und dem Schwarzen Strahler recht gut übereinstimmt, ist also bei der Ableitung von T_z (H) die Annahme eines Schwarzen Strahlers durchaus gerechtfertigt, während bei der Ableitung von T_z (He^+) Vorsicht geboten ist. Da nun wegen der zweiten Frage besonders den H-Zanstratemperaturen eine gewisse Unsicherheit anhaftet, sehen wir uns in dem Zwiespalt, wegen der Gefahr entkommender Quanten T_z (He^+) zu bevorzugen, wegen möglicher

größerer Abweichungen vom Schwarzen Strahler jedoch eher T_z (H) zu bevorzugen. Wenn sich beide nicht wesentlich unterscheiden, können wir die Zanstratemperaturen gestrost als brauchbare Näherung an T_{eff} ansehen. Bei erheblicher Ungleichheit können wir der einen oder anderen erst trauen, wenn die Ursachen der Diskrepanz aufgeklärt werden konnten.

Folgende zwei weitere unabhängige Ansätze zur Bestimmung von T_{eff} stehen zur Verfügung: Der eine geht zurück auf einen Vorschlag von Stoy aus dem Jahre 1933, dessen Grundlage folgendermaßen zusammengefaßt werden kann: Die verbotenen Linien in den Hüllenspektren der PN entstehen bekanntlich durch Elektronenübergänge zwischen den Feinstrukturniveaus des Grundzustandes verschiedener Ionen. Diese Energierterme werden bevölkert mittels Stoßanregung durch freie Elektronen. Diese werden erzeugt durch die Lyman-Quanten der ZPN, die sie zunächst hauptsächlich aus Wasserstoffatomen befreien und ihnen den über die Ionisationsenergie hinausgehen-

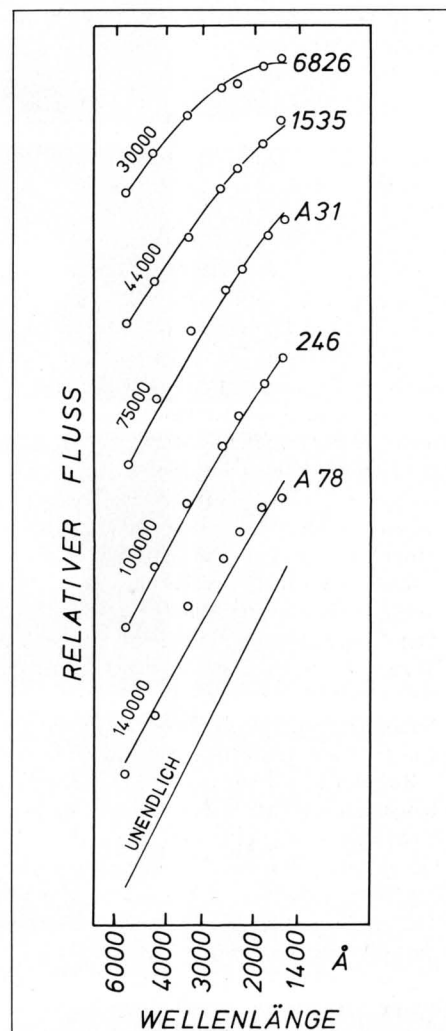


Abb. 7: Zum Versuch, die Effektivtemperatur der ZPN aus dem Kontinuumsverlauf oberhalb 1400 Å abzuleiten. Es wird deutlich, wie der Intensitätsverlauf mit steigender Effektivtemperatur immer weniger empfindlich von dieser abhängt, so daß der Fehler von T_{eff} bereits oberhalb 50000 K erheblich wird. Der relative Fluß ist in logarithmischen Einheiten. (Der Abbildung liegen IUE-Messungen von Pottasch zugrunde.)

den Energiebetrag als Bewegungsenergie zur Verfügung stellen. Je härter nun das Strahlungsfeld des ZPN (je größer also sein T_{eff}) ist, um so mehr Energie steht den befreiten Elektronen zur Stoßanregung metastabiler Terme zur Verfügung, um so müheloser werden diese also bevölkert und um so stärker sollten mithin verbotene Emissionen ausfallen. In der Praxis werden wir also einen Zusammenhang erwarten zwischen dem Strahlungsfluß in den verbotenen Linien F (VL), gemessen an dem Strahlungsfluß des Rekombinationsspektrums (dann auch etwa an dem Strahlungsfluß in der H β -Linie F (H β)) und T_{eff} . Genauer erwarten wir, daß F (VL)/ F (H β) = $f(T_{\text{eff}})$ eine mit T_{eff} monoton steigende Funktion ist.

Der zweite Ansatz schließlich besteht darin, aus Berechnung von Ionisationsmodellen der Hülle Ionisationsstufenverhältnisse vorherzusagen und mit den beobachteten zu vergleichen. Beispielsweise erwarten wir anschaulich, daß die höheren Ionisationsstufen einer beliebigen Atomsorte gegenüber den niederen um so stärker auftreten, je härter das Strahlungsfeld des ZPN und mithin sein T_{eff} ist. Allgemein hängt bei Vorgabe der Hüllengeometrie (genauer Elektronendichte als Funktion des Ortes) und der chemischen Zusammensetzung jedes Ionenverhältnis A^{m+}/B^{n+} nur noch von den Eigenschaften des Strahlungsfeldes des ZPN ab, also von seinem spektralen Energieverlauf und seiner strahlenden Oberfläche.

Die Leuchtkraft

Die Leuchtkraft einer Strahlungsquelle ist bekanntlich definiert als ihre über alle Wellenlängen pro Zeiteinheit emittierte gesamte Strahlungsenergie. Für uns meßbar ist allerdings nur die am Ort der Erde pro Fläche und Zeit auftreffende Strahlungsenergie innerhalb mehr oder weniger beschränkter aber wohldefinierbarer Wellenlängenbereiche. Die Berechnung der Strahlungsleistung unserer zu messenden Quelle erfordert also die Kenntnis a) der Entfernung, b) der über diese Strecke erlittenen interstellaren Absorption (deren Wellenlängenabhängigkeit üblicherweise durch ein Standardgesetz beschrieben wird) und c) einer Vorschrift, die es gestattet, die in dem beschränkten Wellenlängenbereich gemessene Strahlungsleistung auf die über alle Wellenlängen emittierte hochzurechnen.

Zu c): Wenn wir mit Hilfe einer der oben beschriebenen Methoden eine realistische Näherung für T_{eff} gefunden haben, dann gibt uns die vorhersagbare Energieverteilung des äquivalenten Schwarzen Körpers die Möglichkeit, etwa aus der visuellen Strahlungsleistung die gesamte zu berechnen. (Wir sehen hier, wie die Bestimmung der Leuchtkraft der ZPN die Kenntnis auch von T_{eff} voraussetzt.)

Zu b): Die interstellare Absorption läßt sich sehr zuverlässig zum Beispiel aus dem Vergleich gemessener und vorhergesagter Linienverhältnisse im Rekombinationsspektrum von Wasserstoff und Helium ableiten.

Zu a): Da die Bestimmungsstücke unter b) und c) mit befriedigender Genauigkeit abgeleitet werden können, bleibt die Zuverlässigkeit der Leuchtkräfte hauptsächlich von der Zuver-

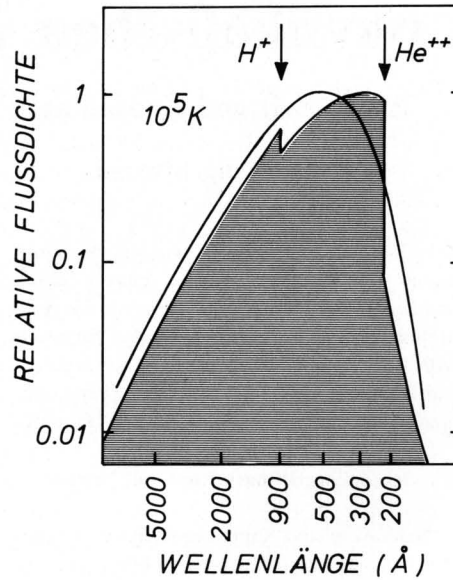


Abb. 8: Gegenüberstellung der Strahlungscharakteristik eines schwarzen Körpers und der eines ZPN gleicher Effektivtemperatur bei vernünftigen Annahmen über T_{eff} , g und Y (siehe Text).

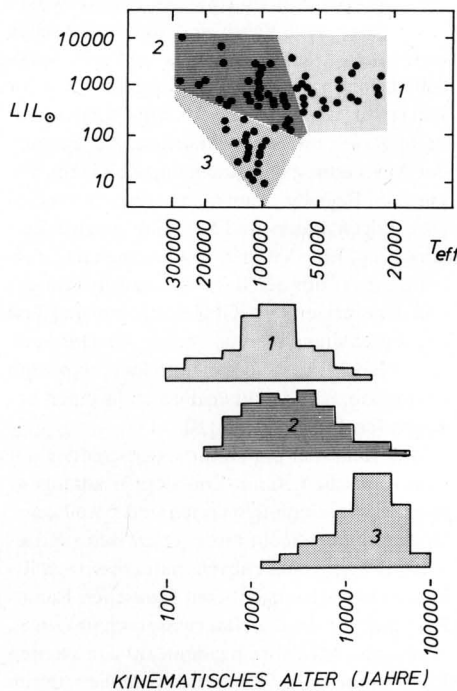


Abb. 9: Ausschnitt des Hertzsprung-Russell-Diagramms, den die Zentralsterne Planetarischer Nebel bevölkern. In den 3 bezeichneten Gebieten besitzen die Objekte unterschiedliche Häufigkeitsverteilungen ihres kinematischen Alters (linearer Hüllenradius dividiert durch die Expansionsgeschwindigkeit), wie die Histogramme im unteren Teil der Abbildung zeigen. Hierdurch wird eine Entwicklungsrichtung von 1 nach 3 festgelegt. Da von 2 nach 3 das Alter im Mittel wesentlich stärker zunimmt als von 1 nach 2, wird die Entwicklung offensichtlich mit der Zeit langsamer. (Die zugrunde liegenden Daten entstammen der neuesten Kompilation von Pottasch (1984). Es sollte nicht verschwiegen werden, daß es Kritiker gibt, die bei manchen Objekten die Effektivtemperaturen leicht erniedrigen und die Leuchtkräfte leicht erhöhen möchten.)

lässigkeit ihrer Entfernungen abhängig. Ihre Messung jedoch stellt sich als äußerst schwierig heraus und hat dazu geführt, daß eine gewisse

Unsicherheit in individuellen Leuchtkräften der ZPN bis heute nicht beseitigt werden konnte. Eine ausführliche Bestandsaufnahme der verschiedenen Meßmethoden und ihrer Grenzen findet sich in SuW 22, 68 [1/1983].

Erster Blick auf das HRD

Betrachten wir nun die Ergebnisse und beschränken uns dabei auf die Objekte, für die die zuverlässigsten, häufig nach mehreren Methoden gewonnenen T_{eff} und L vorliegen. Bringen wir diese in die Ebene des HRD, so ergibt sich das obere Bild der Abb. 9. Bevor wir den gezeigten Ausschnitt in einem erweiterten HRD lokalisieren und Vergleiche mit anderen Sternen anstellen, wollen wir eine einmalige Chance nutzen, die uns in diesem Umfang nur die Planetarischen Nebel bieten:

Die linearen Durchmesser der Hüllen Planetarischer Nebel zusammen mit ihren meßbaren Expansionsgeschwindigkeiten liefern uns die einzigartige Möglichkeit, eine große Sternpopulation in ihrem Entwicklungszustand durch direkte Beobachtungen zu datieren! Somit könnte es hier gelingen, eine auf astronomischer Zeitskala ablaufende (und mithin direkt nicht erfassbare) Sternentwicklung unmittelbar zu beobachten!

Freilich geht es auch hier wieder nicht ohne vereinfachende Annahmen. Um uns nämlich von der unbekanntenen individuellen Geschichte der Expansionsgeschwindigkeiten der einzelnen Objekte zu befreien, wollen wir sie als zeitlich konstant annehmen und das so ermittelte Alter (seit Abstoßung der Hülle) „kinematisches Alter“ nennen. Da wir weiterhin nach den obigen Ausführungen mit größeren individuellen Unsicherheiten in T_{eff} und L rechnen müssen, und schließlich die einzelnen ZPN bei unterschiedlichen Massen auch unterschiedliche Entwicklungsgeschwindigkeiten haben, können wir nur nach Zusammenfassung größerer Stichproben hoffen, etwaige Entwicklungstrends auszumachen.

Unter den vielen Möglichkeiten, aus dem hier vorliegenden Datenmaterial im HRD Stichproben zu bilden, erweist sich die in Abb. 9 durch die drei Rasterungen definierte Einteilung als die sinnvollste, da bei ihr Altersunterschiede besonders auffällig werden. So gelingt es hier tatsächlich, rein empirisch den Entwicklungsweg der ZPN über die Stadien 1, 2 und schließlich 3 qualitativ festzulegen! Darüber hinaus läßt ein genauerer Blick auf die Histogramme der Altersverteilungen in den drei Stadien sogar noch eine Aussage über die Entwicklungsgeschwindigkeit zu: So schließen wir aus der Tatsache, daß das Alter von 1 nach 2 nicht erheblich, dann aber bis 3 beträchtlich zunimmt, daß die Entwicklung von 1 nach 2 sehr viel rascher als von 2 nach 3 erfolgt, die Entwicklung also zu den späteren Phasen hin langsamer wird.

In einer vorläufigen Zusammenfassung wollen wir feststellen, daß die Zentralsterne Planetarischer Nebel vermutlich von rechts in den betrachteten Ausschnitt des HRD hineinlaufen und nach unten oder rechts unten diesen wieder verlassen wollen. – In der nächsten Folge wollen wir sehen, woher sie kommen und wohin sie gehen.